НЕСТАЦИОНАРНЫЕ АККРЕЦИОННЫЕ ДИСКИ В РЕНТГЕНОВСКИХ НОВЫХ: МОДЕЛИРОВАНИЕ ВСПЫШЕК НОВОЙ ЕДИНОРОГА 1975 ГОДА И НОВОЙ МУХИ 1991 ГОДА

Г. В. Липунова[1], **Н. И. Шакура**[1,2]

[1] *Государственный астрономический институт им. П.К.Штернберга, Москва, Россия*

[2] *Астрофизический институт Макса Планка, Гаршинг, Германия*

Поступила в редакцию 25.06.2001 г.

27 июня 2002 г.

Аннотация

В работе моделируются вспышки двух рентгеновских новых (Новой Единорога A 0620–00 1975 года и Новой Мухи GS 1124–683 1991 года) на основе модели нестационарного аккреционного диска. Данная модель основана на новом решении уравнения нестационарной аккреции диффузионного типа [1] и описывает эволюцию вязкого α–диска в двойной системе во время после пика вспышки, когда вещество в диске полностью ионизовано. Темп аккреции в диске падает степенным образом. Приводятся формулы для расчета темпа аккреции, эффективной температуры диска в модели. Модель имеет три свободных параметра: масса центрального объекта M, параметр турбулентности α и нормировочный параметр модели δt. В процедуре моделирования и сравнения с наблюдаемыми кривыми блеска используются данные наблюдений в рентгеновском диапазоне и в оптических полосах B и V.

В результате моделирования получены оценки параметра турбулентности α в этих системах: 0.2–0.4 для A 0620–00 и 0.45–0.65 для GS 1124–683. Получившиеся значения α близки друг к другу, что свидетельствует об одинаковой природе вязкости в аккреционных дисках вокруг компактных объектов в этих источниках. Также получены зависимости расстояния до рассмотренных систем в зависимости от масс компактных объектов в них.

1 ВВЕДЕНИЕ

Аккреция является эффективным механизмом выделения энергии в звездных системах, благодаря которому наблюдаются многие астрофизические объекты. Аккреция происходит в диске, если вещество, попавшее в зону гравитационного влияния центрального тела, обладает ненулевым моментом импульса относительно этого тела. Такая ситуация имеет место, например, в двойных системах, в которых наличие момента импульса обусловлено орбитальным вращением компонент. При аккреции на компактный объект, радиус которого сравним с гравитационным, выделяется существенная часть полной энергии аккрецируемого вещества mc^2.

Важнейшей чертой аккреционных процессов является их нестационарность, проявляющаяся во вспышках. К настоящему времени предложено большое число разнообразных моделей, призванных объяснить нестационарные процессы в аккреционных дисках и описать наблюдаемую переменность источников. Одной из задач является нахождение адекватного описания вязкости в диске, наличие которой необходимо для процесса аккреции и характеристики которой определяют особенности нестационарности.

В работе [1] было найдено новое решение основного уравнения нестационарной дисковой аккреции в применении к модели аккреционного α–диска вокруг компоненты тесной двойной системы. Принципиальной особенностью диска в двойной системе является ограничение его размеров по радиусу. На внешней границе диска в результате работы приливных сил происходит унос момента импульса в направлении синхронизации вращения внешних частей диска и вторичной компоненты двойной системы. Предполагается, что размер аккреционного диска, определяемый приливными взаимодействиями, в течение рассматриваемого отрезка времени неизменен. Другим предположением является условие малости темпа переноса вещества со вторичной компоненты в диск по сравнению с темпом аккреции внутри диска.

Это условие выполняется, например, во время вспышки рентгеновской новой. Темп аккреции в диске во время вспышки достигает десятых долей и выше от Эддингтоновского значения 10^{-9} $(M/M_\odot\vartheta)$ $M_\odot$/год (θ — эффективность аккреции), а полученный из наблюдений в спокойные периоды темп перетекания с соседней звезды составляет 10^{-11}–10^{-12} $M_\odot$/год [2, 3]. Рентгеновские новые представляют собой маломассивные двойные системы, одной компонентой которых является черная дыра или нейтронная звезда (см., например, [3]). Вторая компонента, маломассивный карлик, заполняет свою полость Роша, и вещество с нее непрерывно втекает в диск соседки [3].

К настоящему времени известно более 30 рентгеновских новых [3]. Большинство рентгеновских новых имеют похожие по профилю экспоненциально спадающие кривые блеска [4]. Возрастание интенсивности такой рентгеновской новой в 10^2–10^6 раз проходит за несколько дней, а экспоненциальный спад кривой блеска длится несколько месяцев с характерным временем порядка 30–40 дней.

Модели вспышек рентгеновских новых делятся на два класса: модели дисковой неустойчивости и модели неустойчивого переноса вещества со вторичной компоненты. Окончательный выбор между ними еще не сделан, у каждого класса моделей существуют свои трудности (см., например, [3]). Согласно моделям первого класса, во время вспышки на центральный объект выпадает вещество, накопленное за десятки лет диском в “спокойном состоянии”. Это подтверждается тем, что темп перетекания в периоды спокойного состояния сравним с величиной, равной отношению энергии вспышки ко времени между вспышками [2].

Так или иначе, существенным моментом в данной работе является предположение о наличии стандартного квази–стационарного диска в период максимальной яркости источника, что подтверждается спектральными наблюдениями [2]. Под стандартным диском мы подразумеваем многоцветный α–диск, внутренний радиус которого совпадает с последней устойчивой орбитой вокруг черной дыры, а скорость радиального движения вещества мала по сравнению с другими характерными скоростями в диске. Тогда решение из работы [1] может быть применено к затуханию вспышки рентгеновской новой. Кривая блеска, рассчитанная на основе полученного решения, описывает наблюдения, когда основной вклад в мягкое рентгеновское излучение системы дает аккреционный диск. Эта фаза характеризуется определенным спектральным состоянием и может быть выделена из анализа эволюции рентгеновской новой.

Анализируя путем моделирования кривые блеска рентгеновской новой в нескольких (рентгеновских и оптических) спектральных диапазонах, можно определить основной параметр диска — параметр турбулентности α (это является новым независимым методом определения параметра турбулентности в астрофизических дисках), а также зависимость “расстояние–масса компактной компоненты”.

В данной работе мы рассматриваем применение модели к рентгеновской новой Единорога A 0620–00 — самой яркой в рентгеновском диапазоне до сегодняшнего дня — и к рентгеновской новой Мухи GS 1124–683.[1]

В настоящее время наиболее вероятным механизмом возникновения турбулентности и переноса момента импульса в аккреционных дисках считается механизм магниторотационной неустойчивости Велихова–Чандрасекара [5, 6], развитый в применении к аккреционным дискам Бальбусом и Хоули [7]. Численные расчеты привели к заключению, что данный тип неустойчивости соответствует параметру $\alpha \sim 10^{-2}$.

Параметр α, введенный Шакурой в [10], параметризует крупномасштабные турбулентные движения. Крупномасштабное развитие МГД турбулентности было численно исследовано, например, в [8, 9] и была получена оценка α порядка 10^{-1}.

С другой строны, из сравнения теории и наблюдений были получены следующие оценки на параметр α: в карликовых новых ~ 0.1 во время вспышки и ~ 0.02

[1] Собранные в литературе и приведенные в одну систему наблюдательные данные находятся по адресу: http://xray.sai.msu.ru/~galja/xnov/

в спокойных состояниях в модели неустойчивости предельного цикла (см., например, [11]); $\sim 10^{-2}$ для дисков в ядрах галактик [12]; ~ 1 для Sgr A* в рамках адвекционно–доминированной модели [13]; $\sim 0.1 - 0.3$ во внутренней горячей адвективной части диска для рентгеновских новых GS 1124–683, A 0620–00 и V404 Cyg из анализа спектров в низком состоянии [14].

2 МОДЕЛЬ АККРЕЦИОННОГО ДИСКА В РЕНТГЕНОВСКОЙ НОВОЙ

Эволюция вязкого аккреционного диска описывается нелинейным дифференциальным уравнением типа диффузионного [15]:

$$\frac{\partial F}{\partial t} = D\,\frac{F^m}{h^n}\,\frac{\partial^2 F}{\partial h^2}\,, \tag{1}$$

в котором введены следующие обозначения: $F = W_{r\varphi}\,r^2$, — полный момент вязких сил, действующих между соседними кольцами диска, деленный на 2π, $W_{r\varphi}$ — интегрированная по толщине диска компонента тензора вязких напряжений $w_{r\varphi}$, $h = \sqrt{GMr}$ — удельный момент импульса, M — масса центрального объекта. Безразмерные константы m и n зависят от типа непрозрачности в диске. Если непрозрачность обусловлена в основном поглощением (свободно–свободными и связанно–свободными переходами), то $m = 3/10$ и $n = 4/5$. "Коэффициент диффузии" D, определяемый вертикальной структурой диска, связывает поверхностную плотность Σ, F и h [15, 16]:

$$\Sigma = \frac{(GM)^2\,F^{1-m}}{2\,(1-m)\,D\,h^{3-n}}\,. \tag{2}$$

Соотношение (2) выводится из рассмотрения вертикальной структуры диска.

Класс решений уравнения (1) был найден в [16] при исследовании эволюции тора вещества вокруг гравитирующего центра под действием вязких сил, описываемых параметром турбулентной вязкости α, введенным в [10]. В частности, в [16] было получено решение на стадии, когда тор проэволюционировал до конфигурации аккреционного диска, вещество из которого истекает на центр. Когда темп аккреции через внутренний край снижается, одновременно внешний радиус диска увеличивается, — происходит унос от центра момента импульса вместе с веществом. В такой модели темп аккреции падает со временем степенным образом. Показатель этой степени зависит от вида непрозрачности в диске.

Важной особенностью модели нестационарного диска в двойной системе является обрезание диска на внешнем радиусе, вблизи которого происходит унос момента импульса в орбитальное движение (см., например, [17]). При учете соответствующих граничных условий нами было получено новое решение уравнения (1) [1]. Это решение получено в общем виде для диска с однородной непрозрачностью. Для описания вертикальной структуры использованы расчеты [19] в общепринятой модели α-диска [18] и, как и в работе [16], рассмотрены два режима непрозрачности: с преобладающей ролью Томсоновского рассеяния фотонов на свободных электронах и за счет свободно-свободных и связанно-свободных переходов в плазме. В результате получены явные выражения, описывающие изменения во времени физических характеристик аккреционного диска. Решение описывает эволюцию аккреционного диска в двойной звездной системе на спаде после вспышки, пока вещество в диске полностью ионизовано. Обнаружено, что темп аккреции падает со временем степенным образом, но показатели степени больше, чем в решении [16]: $-5/2$ у нас по сравнению с $-19/16$ при доминировании Томсоновского рассеяния и $-10/3$ против $-5/4$ в случае поглощения. Также показано, что решения в двух режимах непрозрачности имеют гладкую сшивку, что дает, таким образом, основание применять комбинированное решение для описания эволюции диска с реальной непрозрачностью. Практически же, как показало наше рассмотрение для дисков в двойных системах звездных масс, реализуется второй режим непрозрачности.

Данный закон изменения темпа аккреции легко получить, рассматривая условие сохранения массы в диске. Пусть Кеплеровский α–диск в двойной системе имеет фиксированные внутренний и внешний радиусы: r_{in} и r_{out}. Масса диска M_{d} равна $\int\limits_{r_{\mathrm{in}}}^{r_{\mathrm{out}}} 2\,\pi\, r\, \Sigma\, \mathrm{d}r$. Если масса диска изменяется только из-за аккреции через внутреннюю границу диска (темп аккреции на внешнюю границу диска значительно меньше), то $\mathrm{d}M_{\mathrm{d}}/\mathrm{d}t = \dot{M}_{\mathrm{in}}(t)$. Пусть характеристики диска F и Σ представимы в виде произведений: $F(t)\, f(\xi)$ и $\Sigma(t)\, \sigma(\xi)$, где $f(\xi)$ и $\sigma(\xi)$ — безразмерные функции радиальной координаты $\xi = h/h_{\mathrm{o}}$. Величина h_{o} фиксированна и равна моменту импульса на внешней границе диска. Выразим в подинтегральном выражении поверхностную плотность Σ через F, используя (2). Поскольку, как следует из уравнения переноса момента импульса, $\dot{M}_{\mathrm{in}}(t) = -\,2\,\pi\, F(t)\, f'(\xi)/h_{\mathrm{o}}$ [1], то получаем

$$M_{\mathrm{d}} = -\,\dot{M}_{\mathrm{in}}^{1-m} \int\limits_{r_{\mathrm{in}}}^{r_{\mathrm{out}}} \left(\frac{h_{\mathrm{o}}\, f(\xi)}{2\,\pi\, y(\xi)}\right)^{1-m} \frac{\pi\,(G\,M)^2}{(1-m)\,D\,h^{3-n}}\, r\, \mathrm{d}r \;=\; (\mathrm{d}M_{\mathrm{d}}/\mathrm{d}t)^{1-m}\cdot const\,, \tag{3}$$

где безразмерное $y(\xi) = f'(\xi)$. Интегрируем (3) по t. Используя, что при законе Крамерса $m = 10/3$, приходим к выводу, что $M_{\mathrm{d}} \propto (t+\delta\, t)^{-7/3}$ и $\dot{M}_{\mathrm{in}} \propto (t+\delta\, t)^{-10/3}$. Заметим, что для реализации данной временно́й зависимости достаточно, чтобы “коэффициент диффузии” D был постоянен во времени, являясь при этом функцией радиуса. В [1] найдено полное решение для нестационарного диска, то есть определены безразмерные функции координаты, для случая $D = const$.

Болометрическая светимость $L = \theta \dot{M} c^2$ меняется по тому же закону, что и темп аккреции через внутренний радиус диска. Как было показано в [1], экспоненциальный ход кривой блеска рентгеновской новой может быть объяснен тем, что в рассматриваемый диапазон частот попадает не фиксированная доля болометрической светимости, а поток, проинтегрированный по экспоненциальному завалу спектра диска — Виновскому участку спектра.

В рассматриваемой модели нестационарного диска темп аккреции зависит от расстояния до центра. В центральных областях эта зависимость такова, что темп аккреции во всех основных формулах для расчета рентгеновского потока можно принять не зависящим от радиуса. Болометрический поток от областей диска между кольцами радиуса $0.1\,r_{\rm out}$ и $r_{\rm out}$ на $\approx 6\%$ ниже значений, получаемых в модели стационарного стандартного диска. Оптический поток нестационарного диска отличается от оптического потока стационарного диска на ме́ньшую величину — в зависимости от размера области, в которой в основном формируется оптический поток. Размер этой области зависит от массы центрального объекта, темпа аккреции в диске.

Для того, чтобы учесть эффекты ОТО в окрестности компактного объекта, мы используем модификацию Ньютоновского гравитационного потенциала в форме, предложенной в [20]. Для Шварцшильдовской черной дыры выражение потенциала таково:

$$\psi = \frac{G\,M}{r - r_{\rm g}}\ , \tag{4}$$

где $r_{\rm g} = 2\,G\,M/c^2$. Эффективность аккреции θ при таком потенциале в ≈ 1.45 раза меньше значения для Ньютоновского потенциала.

3 ПРОЦЕДУРА МОДЕЛИРОВАНИЯ

3.1 ПОСТРОЕНИЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ КРИВЫХ

В модели нестационарного диска в двойной системе [1] закон изменения темпа аккреции в диске со временем в режиме непрозрачности, определяемой тормозным поглощением, дается формулой:

$$\dot M(h,t) = -2\,\pi\,\frac{1.214\,y(h/h_{\rm o})}{h_{\rm o}}\,\left(\frac{h_{\rm o}^{14/5}}{D\,(t+\delta t)}\right)^{10/3}\ , \tag{5}$$

где t — время, δt — нормировочный сдвиг, h —удельный момент импульса, $h_{\rm o}$ — удельный момент импульса вещества в диске на внешнем радиусе, D — константа в уравнении (1) и

$$y(\xi) \approx 1.43 - 1.61\,\xi^{2.5} + 0.18\,\xi^5\,. \tag{6}$$

Входные параметры одной частной модели нестационарной аккреции в диске представлены в Таблице 1. Мы полагаем, что свободными параметрами из них

Таблица 1: Входные параметры модели. (1) — обозначение параметра; (2) — расшифровка; в (3) "+" стоят у параметров, для которых мы используем наблюдательные значения

(1)	(2)	(3)
M	масса центрального объекта	
M_o	масса оптической компоненты	+
P	орбитальный период двойной системы	+
$f(M_o)$	функция масс оптической компоненты	+
α	параметр турбулентности в диске	
$N_{\rm HI}$	количество атомов водорода на см^2	
	до источника	+
μ	молекулярный вес газа в диске, 0.5	
δt	внутренний параметр модели	

являются три: масса компактного объекта M, параметр турбулентности α и параметр модели δt. Небольшая (допустимая на основе результатов наблюдений) вариация массы оптической компоненты M_o вокруг значения, получаемого из наблюдений, влияет на размер диска, а размер диска влияет на скорость изменения темпа аккреции в диске.

Из этих параметров могут быть получены следующие величины:

1) полуось системы a, рассчитываемая по формуле:

$$a = \left(\frac{G\,(M + M_o)\,P^2}{4\,\pi^2} \right)^{1/3} . \tag{7}$$

Мы предполагаем, что орбиты круговые.

2) наклонение системы i:

$$i = \arcsin \left(\left[\frac{f(M_o)\,(1+q)^2}{M\,q^2} \right]^{1/3} \right), \tag{8}$$

где отношение масс $q = M/M_o$.

3) радиус последней непересекающейся орбиты вокруг первичной компоненты. Его значение, зависящее от отношения масс компонент двойной системы и обычно не превосходящее 0.6 размера полости Роша, затабулировано в работе [21] и является радиусом внешней границы диска $r_{\rm out}$ [21, 17].

4) коэффициент диффузии D из уравнений (1) и (5)

$$D = 5.04 \cdot 10^{34}\, \alpha^{4/5}\, (\mu/0.5)^{-3/4}\, (M/M_\odot)\, B_\mathrm{f} \quad [\text{г}^{-3/10}\, \text{см}^5\, \text{с}^{-16/5}]\,, \tag{9}$$

где $B_\mathrm{f} = (\Pi_1^{1/2}\, \Pi_2\, \Pi_3^8\, \Pi_4)^{-1/10}$ — комбинация безразмерных параметров, которые определяются вертикальной структурой диска и рассчитаны и затабулированы в зависимости от величины непрозрачности в работе [19][2]. Таким образом, B_f зависит от величины непрозрачности, а она, являясь функцией физических параметров диска, в свою очередь, зависит от Π_1, Π_2, Π_3 и Π_4. Мы обнаружили, что эта комбинация зависит от времени сильнее, чем от радиуса в диске, но тоже очень незначительно, поскольку она является комбинацей параметров в степени, много меньшей единицы. В модели принимается значение B_f , рассчитанное путем последовательных приближений на половинном радиусе диска и на середине моделируемого временного отрезка.

Для расчета эффективной температуры в диске применяется следующая формула:

$$T(r) = \left[-\frac{\dot{M}}{4\,\pi\,\sigma}\, \omega(r)\, r\, \frac{\mathrm{d}\omega(r)}{\mathrm{d}r} \left(1 - \frac{\omega(r_\mathrm{in})}{\omega(r)} \left(\frac{r_\mathrm{in}}{r}\right)^2 \right) \sqrt{\frac{r_\mathrm{out}}{r}}\, \frac{f(\sqrt{r/r_\mathrm{out}})}{f'(0)} \right]^{1/4}, \tag{10}$$

где функция $f(\xi) = 1.43\,\xi - 0.46\,\xi^{7/2} + 0.03\,\xi^6$, $\omega(r)$ — угловая скорость в диске, Кеплеровская вдали от компактного объекта, σ — постоянная Стефана–Больцмана, r_out — радиус внешней границы диска. При этом в центральных областях диска (при $r \ll r_\mathrm{out}$, когда последние два множителя в (10) дают примерно 1), которые дают главный вклад в рентгеновское излучение, и где темп аккреции почти постоянен, распределение эффективной температуры практически совпадает с распределением в стационарном диске. В (10) $\dot{M}$ равно значению в центре диска $\dot{M}(0,t)$ из формулы (5). В центральных областях диска учтем также не–Ньютоновость метрики около компактного объекта. Для потенциала Пачинского–Виты (4)

$$\omega(r) = \sqrt{\frac{G\,M}{r}}\, \frac{1}{r - r_\mathrm{g}}\,. \tag{11}$$

Предполагаем, что основной поток в оптике идет от диска (на расстояниях $r \gg r_\mathrm{in}$), а излучение от "переходного слоя" на внешней границе, в котором идет откачка момента, существенно меньше.

Спектральная плотность потока излучения, принимаемого наблюдателем, рассчитывается по формуле [25]:

$$F_\nu = \frac{L_\nu\, \cos i}{2\,\pi\, d^2}\, \exp\left(-\tau_\nu\right) \quad [\text{эрг}/\text{см}^2\, \text{Гц}\, \text{с}]\,, \tag{12}$$

[2]В работе [19] в Таблице 1b вместо Π_3 следует читать Π_4, а 5-ый столбец следует игнорировать. В [1] D приведена с опечаткой в (26) и (31).

где d — не задаваемое в модели расстояние до системы, τ_ν — оптическая толща по поглощению до нее и L_ν — спектральная светимость диска, которая рассчитывается по формуле:

$$L_\nu = 2\,\pi \int\limits_{r_{\rm in}}^{r_{\rm out}} B(\nu, T(r))\, 2\,\pi\, r\, {\rm d}r\ [\text{эрг/с Гц}]\,, \tag{13}$$

где $B(\nu, T(r))$ — функция Планка.

Модельные кривые F_i (эрг/см^{2}с) получаются путем интегрирования F_ν по спектральным диапазонам. При этом в рентгеновском диапазоне $\tau_\nu = \sigma(\nu)\, N_{\rm HI}$, где сечение поглощения атомами водорода $\sigma(\nu)$ берется в виде аналитического сплайна [22]. Количество атомов водорода до источника $N_{\rm HI}$ может быть найдено в литературе, а также может быть рассчитано по оценочной формуле [23]:

$$N_{\rm HI} \approx 4.8 \cdot 10^{21}\, E({\rm B-V})\ \ \text{атомов/см}^2\text{mag}\,, \tag{14}$$

если есть в распоряжении величина избытка цвета $E({\rm B-V})$ и если полагать, что основной вклад в поглощение дают атомы водорода межзвездной среды, а не непосредственно связанные с источником.

В оптических диапазонах поглощение света учитывается после интегрирования F_ν по частоте, при этом вместо оптической толщи τ_ν используется величина межзвездного поглощения $A_\lambda = 2.5\,\tau/\ln 10$ (τ — некоторое эффективное значение для оптической полосы, обозначаемой λ).

Расчет кривых блеска F_i проводится на выбранном временном отрезке $t \in [t_1, t_2]$. Предполагается, что $t = 0$ соответствует пику всплеска, дата которого устанавливается равной опубликованному значению. С шагом $\Delta t = 1$ день производится расчет значений темпа аккреции на внутреннем радиусе, болометрической светимости диска, потока в заданных спектральных диапазонах: рентгеновском, оптических B и V.

3.2 СРАВНЕНИЕ МОДЕЛЬНЫХ И НАБЛЮДАТЕЛЬНЫХ КРИВЫХ

В данной работе для моделирования мы использовали кривую блеска в каком-нибудь одном рентгеновском диапазоне и две — в полосах B и V.

Из спектральных наблюдений рентгеновских новых может быть установлено, на каком временном участке кривой блеска и в каком диапазоне поток обусловлен излучением диска, а вклад других компонент значительно меньше. Таким образом, в общем случае, видимо, предпочтительнее использовать данные, полученные в наиболее мягком рентгеновском диапазоне, до ~ 10 кэВ, поскольку типичный рентгеновский спектр рентгеновской новой после пика вспышки представляет из себя комбинацию спектра излучения диска (в большинстве случаев он рассчитывается в модели чернотельного многоцветного диска) и более жесткой степенной компоненты [2]. В случае каждого источника необходимо конкретное рассмотрение его спектральной эволюции и исключение участков, когда существенен вклад от недисковых компонент в излучение (степенных — в спектр) или когда спектр диска существенно модифицирован по сравнению с моделью чернотельного многоцветного диска. Например, учет недисковых компонент в излучении может изменять наклон спадающей кривой блеска, а нами найдено, что наклон кривой имеет большое влияние на результирующие значения параметра α.

Звездные величины, известные из наблюдений в оптическом диапазоне, приводились к величинам потока (эрг/см^{2}с) по формулам:

$$F_i = \Delta\lambda_i \, 10^{-0.4\, m_i - A_i^0}\,, \tag{15}$$

где нуль–пункты A_i^0 и эффективные ширины полос $\Delta\lambda_i$ собраны в Таблице 2. Величина $A_{\rm B}^0$ скорректирована нами в соответствии с [24], где посчитаны показатели цвета диска с известным распределением температуры по радиусу при учете реальных форм полос пропускания оптических фильтров. Мы добились совпадения до 0.01 mag значений [24] с посчитанными в нашей программе с прямоугольной формой полос пропускания оптических фильтров, — для этого оказалось необходимым скорректировать значение нуль-пункта в полосе B.

Предположим, что мы располагаем величиной наблюдаемого потока от аккреционного диска $F_{\rm x}^{\rm obs}$ в некотором рентгеновском диапазоне в некоторый момент времени $t \in [t_1, t_2]$. Тогда из сравнения с величиной $F_i(t)$ находим расстояние d до источника для выбранных параметров модели, с учетом поглощения до источника и с рассчитанным по формуле (8) наклонением i. Предполагаем, что диск копланарен орбите двойной системы.

С учетом найденного d рассчитываем модельные кривые F_i. Для кривых в оптическом диапазоне рассчитывается величина избытка цвета $E(\rm B{-}V)^{\rm model}$, необходимая для согласования с наблюдаемой величиной оптического потока в полосе B. Каждая оптическая кривая исправляется за найденное значение $E(\rm B{-}V)^{\rm model}$ — при этом в формуле, связывающей избыток цвета и межзвездное поглощение,

$$A_\lambda = R_\lambda \, E(\rm B - V)\,, \tag{16}$$

Таблица 2: Нуль–пункты, центральные длины волн и эффективные ширины полос оптического диапазона [23]; * — скорректированное значение, в скобках дано значение из справочника [23] (см. пояснение в тексте после формулы (15))

	A_i^0	λ, Å	$\Delta\lambda_i$, Å
U	8.37	3650	680
B	8.198* (8.18)	4400	980
V	8.44	5500	890

нами использованы значения $R_{\rm B} = 4.2$, $R_{\rm V} = 3.2$, $R_{\rm U} = 5$ [23].

Отбор моделей производится по согласованию величин потоков в рентгеновском и оптических диапазонах и наклонов наблюдательных и теоретических кривых блеска. Тот наблюдательный факт, что рентгеновские кривые блеска имеют форму, весьма близкую к экспоненциальному закону, и как геометрические кривые могут быть описаны парой параметров, позволяет существенно сократить временные затраты при отборе удовлетворяющих наблюдениям параметров, по сравнению с тем, как если бы отбор производился простым перебором параметров при минимизации χ^2. Наблюдательные кривые блеска мы аппроксимируем регрессионными прямыми $\log F_i = a_{\rm r}\, t + b_{\rm r}$, тангенс угла наклона $a_{\rm r}$ которых сравнивается с тангенсом угла наклона касательной к теоретичекой кривой в некоторой точке $t \in [t_1, t_2]$ (посередине моделируемого временного отрезка). При этом t сравниваются величины потоков в трех спектральных диапазонах с учетом наблюдаемых величин избытка цвета $E(\rm B - V)$ и цвета диска (B–V). Для отобранных моделей рассчитывается контрольный χ^2.

Разброс величины наблюденного цвета диска B$-$V может достигать половины десятой звездной величины. Такой разброс обусловлен ошибками наблюдательных точек, а также эффектами возможных осцилляций цвета диска, которые мы детально не рассматриваем (прецессия, наложение оптического потока от вторичной компоненты и т.д.). Также мы не рассматриваем вклад в оптический поток переизлучения с поверхности внешних частей диска того излучения, которое идет от центрального рентгеновского источника.

Заметим, что для некоторых кривых блеска общий ход кривой довольно близок к экспоненте, но она не удовлетворяет наблюдательным точкам по критерию χ^2 (по уровню значимости 0.05), что может объясняться заниженными ошибками точек или/и наложением флуктуаций на основной ход кривой.

4 МОДЕЛИРОВАНИЕ РЕНТГЕНОВСКОЙ НОВОЙ A 0620-00 В РЕНТГЕНОВСКОМ ДИАПАЗОНЕ 3–6 КЭВ И ОПТИЧЕСКИХ ДИАПАЗОНАХ B И V

4.1 ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

4.1.1 Рентгеновские кривые блеска

Вспышка новой в Единороге (A 0620–00, V 616 Mon) наблюдалась в 1975 году в рентгеновских диапазонах на обсерваториях *Ariel*–5, *SAS 3*, *Salut 4*, *Vela 5 B* [26, 27, 28, 29, 30]. A 0620–00 был первым из рентгеновских транзиентов, который был отождествлен с вспышкой в оптическом диапазоне [31, 32].

Мы использовали данные [29] в диапазоне 3–6 кэВ, полученные на приборе

All Sky Monitor обсерватории *Ariel*–5. Мы приняли, как в обзоре [4], что пик всплеска был 13 августа 1975 года, или 2442638.3 JD. Соответствующие данные в единицах потока Краба в электронном виде нами были взяты из базы данных HEASARC (High Energy Astrophysics Science Archival Research Center) по ссылке из [4][3].

Моделирование рентгеновской кривой блеска проводилось в единицах фотон/см^2/с. На рис. 7 проиллюстрирован отбор моделей по наклону рентгеновской кривой блеска в диапазоне 3–6 кэВ. Регрессионная прямая, построенная по наблюдательным точкам на отрезке $t \in [20, 40]$ дней, имеет параметры: $a_{\rm r} = -0.01502 \pm 0.0002$ и $b_{\rm r} = 1.816 \pm 0.007$. Точки вблизи $t \approx 10$ дней не могут быть достоверно отнесены к экспоненциальному участку кривой блеска, определяемому излучением диска. Пунктирные кривые показывают границы, в которых мы отбирали модели. Внутри этих границ тангенсы угла наклона прямых в точке $t = 30$ дней варьируются в пределах $(0.9 \div 1.1)\, a_{\rm r}$. При этом величина приведенного (деленного на число степеней свободы) χ^2 для этого отрезка не больше 1.3.

4.1.2 Рентгеновский спектр во всплеске

Как не раз указывалось в литературе, в рентгеновских новых вообще и A 0620–00, в частности (см., например, [33]), происходит умягчение спектра на начальном спаде кривой блеска. Также на умягчение спектра в A 0620–00 указывалось, например, в [34] (наблюдения в диапазоне 3.0–7.6 кэВ), [35] (наблюдения в диапазоне 3–9 кэВ).

В [36] проанализированы спектральные данные высокого разрешения (10 эВ на 2 кэВ и 285 эВ на 6.7 кэВ), полученные на борту *Ariel-5* с помощью спектрометра Columbia *OSO 8* в октябре 1975 г. Найдено, что рентгеновский континуум A 0620–00 на 17–18 сентября 1975 г. (34–35 день после пика) лучше всего объясняется в модели чернотельного излучения при $kT \sim 0.5$ кэВ.

Заметим, что приблизительно вид спектра от многоцветного чернотельного диска в интересующем нас спектральном диапазоне (>1 кэВ) можно представить в виде Виновского участка чернотельного спектра:

$$I_E = \frac{2}{c^2\, h^3}\, E^3 \exp\left(-E/kT_{\rm max}\right)\,, \tag{17}$$

где $T_{\rm max}$ — максимальная температура в диске, которая в случае гравитационного потенциала Пачинского–Виты (4) реализуется на радиусе $\approx 1.58\, r_{\rm in}$. В приближении Ньтоновского потенциала радиус максимальной температуры равен примерно $1.36\, r_{\rm in}$.

[3]ftp://legacy.gsfc.nasa.gov/FTP/heasarc/dbase/misc_files/xray_nova/

Количество атомов водорода на см^2 до A 0620–00 и избыток цвета Количество атомов водорода оценивалось по завалу мягкого рентгеновского участка спектров в результате поглощения рентгеновских фотонов с энергиями < 1 кэВ [34, 27, 28]. Полученные значения находятся в диапазоне от $3 \cdot 10^{21}$ до 10^{22} атомов/см^2.

В [37] оценено $E(\mathrm{B}-\mathrm{V}) = 0.35$ по ультрафиолетовым наблюдениям с борта обсерватории *ANS*. Оценка была сделана по пику в кривой межзвездного поглощения на 2200Å. Было проведено исследование 25 звезд области вокруг A 0620–00 и получена специфическая кривая поглощения для данной области. По формуле (14) находим $N_{\mathrm{HI}} \sim 1.7 \cdot 10^{21}$ атомов/см^2.

Из работы [38] полное количество атомов водорода в Галактике в направлении A 0620–00 $\sim 4 \cdot 10^{21}$ атомов/см^2.

По-видимому, нельзя исключить существенное, причем переменное, поглощение рентгеновского излучения в самом источнике. Однако характер и природа этой переменности неизвестны. Мы моделируем наблюдаемые данные рентгеновской новой Единорога для набора значений N_{HI} внутри интервала 10^{21}–10^{22} атомов/см^2. Величину избытка цвета берем равной 0.35 [37] с неопределенностью ± 0.01.

4.1.3 Оптические кривые блеска

Нами использованы наблюдательные данные в оптических диапазонах из работ [39, 40, 41, 42, 43, 44]. На временном отрезке $t \in [0, 47]$ дней методом наименьших квадратов с весами мы построили линейные регресии для точек наблюдений в оптических полосах B и V в единицах логарифма потока. Получились следующие значения для параметров a_{r} и b_{r} (см. п. 3.2): (1) Полоса B: $a_{\mathrm{r}} = -0.0079 \pm 0.0002$, $b_{\mathrm{r}} = -9.675 \pm 0.005$; (2) Полоса V: $a_{\mathrm{r}} = -0.0071 \pm 0.0002$, $b_{\mathrm{r}} = -9.885 \pm 0.006$. Мы рассчитали приведенный χ^2 этих регрессий и получили для полос B и V следующие значения: примерно 12 и 43 при числе степеней свободы 102 и 89 соответственно. Это говорит о том, что 1) возможно, принятые ошибки оптических наблюдений занижены (не учтены систематические отклонения и проч.) и/или 2) предположение об экспоненциальном (квазиэкспоненциальном) падении потока в оптическом диапазоне не является гипотезой, вполне описывающей наблюдаемые кривые, вследствие существования различных осцилляций и вариаций оптического потока, накладывающихся на общий ход кривой. Тем не менее, мы будем предполагать при моделировании, что квази-экспоненциальный спад описывает основной ход кривых блеска.

При отборе моделей мы использовали значение величины цвета диска при $t = 30$ дней B–V$= 0.24 \pm 0.03$ mag, полученное из анализа данных наблюдений.

Сравнение теоретических и наблюдательных кривых проводилось на интервале [20,40] дней от пика вспышки. Сводку параметров, для которых были испробованы модели A 0620–00, приводим в Таблице 3.

Таблица 3: Входные параметры моделей A 0620–00. Величины массы оптической компоненты $M_\mathrm{o} = 0.5\,M_\odot$, функции масс оптической компонеты и периода двойной системы взяты из обзоров [4, 3]

Параметр	Испробованные значения
M	$5 - 25\,M_\odot$
M_o	$0.3,\ 0.5,\ 0.7\,M_\odot$
P	0.322 дня
$f(M_\mathrm{o})$	$2.7\,M_\odot$
α	$0.1 - 1$
N_HI	$3\cdot10^{21}$–10^{22} атомов/см^2
μ	0.5
δt	$50 - 250$

Количество атомов водорода до A 0620–00 не влияет заметно на результат моделирования, поскольку поглощение в диапазоне 3–6 кэВ мало.

На рис. 7 приведены результаты моделирования для параметров, представленных в Таблице 3. Можно видеть, что значения α лежат в пределах 0.225–0.375 (для немного варьирующейся M_o). В предыдущей работе [45] было принято $M_\mathrm{o} = 0.5\,M_\odot$, $E(\mathrm{B}-\mathrm{V}) = 0.39$ и был включен более широкий раствор критичных касательных, чем изображено на рис. 7; в результате был получен более широкий диапазон значений α для A 0620–00: от 0.3 до 0.5.

На рис. 7 показана полученная зависимость расстояния до A 0620–00 от массы черной дыры. Оценки расстояния до A 0620–00 были даны, например, в [46, 41] (см. также обзоры [4, 3]) и варьируются от 0.5 до 1.2 кпк. При значении $d \sim 0.9$ кпк [46] масса черной дыры в A 0620–00 $\sim 9\,M_\odot$ из рис. 7. Полученные значения массы компактного объекта согласуются с оценками, обнаруженными в литературе ([3] и ссылки там). Пример смоделированных кривых блеска представлен на рис. 7. Для этого случая $i = 47^o$, $d = 0.66$ кпк, болометрическая светимость $L_\mathrm{bol}(t=0) = 0.25\,L_\mathrm{Edd}$, $T_\mathrm{max}(t=35) = 0.45$ кэВ (ср. п. 4.1.2). Приведенный χ^2 рентгеновской кривой на отрезке [20,40] дней равен 1.17.

Наклон оптических кривых блеска не удалось промоделировать достаточно удовлетворительно; в этом направлении необходима дальнейшая разработка модели формирования оптического излучения нестационарного диска. В принципе, необходимое укручение оптических кривых блеска может быть получено при учете переизлучения от толстого или скрученного диска. Внешние части диска перехватывают часть рентгеновского потока центральных областей. В результате увеличивается эффективная температура внешних частей диска и поток излучения от них. Собственный и переизлученный потоки по-разному зависят от темпа аккреции, — переизлученный оптический поток спадает более быстро, что приводит к некоторому укручению оптических кривых блеска. В работе [47] вспышка A 0620–00 была промоделирована с учетом переизлучения, при этом задавалась относительная полутолщина диска 0.12 (которая сильно завышена по сравнению со значением в стандартной модели). В стандартной α–модели переизлучение незначительно из-за малой полутолщины диска, которая составляет порядка 0.03 для характерных параметров [1]. Вероятно, необходимо произвести учет вклада в оптический поток переизлучения от диска, который, скорее всего, должен быть скрученным.

5 МОДЕЛИРОВАНИЕ РЕНТГЕНОВСКОЙ НОВОЙ GS 1124–683 В РЕНТГЕНОВСКОМ ДИАПАЗОНЕ 1.2–37.2 КЭВ И ОПТИЧЕСКИХ ДИАПАЗОНАХ B И V

5.1 ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

5.1.1 Рентгеновские кривые блеска

Вспышка рентгеновской новой Мухи (GS 1124–683, GU Mus) была независимо обнаружена инструментами WATCH/*Granat* и ASM/*Ginga* (All-Sky X-Ray Monitor) 9 января 1991 года [48, 49, 50]. Была зарегистрирована соответствующая оптическая вспышка [51]. Для моделирования мы использовали данные в диапазоне 1.2–37.2 кэВ, полученные на приборе Large Area Counters/*GINGA* [52]. Данные в единицах эрг/см^{2}с нами взяты из базы данных HEASARC (High Energy Astrophysics Science Archival Research Center) по ссылке из [4] (см. сноску 3). Мы приняли, как в [4], что пик всплеска был 15 января 1991 года, или 2448272.7862 JD. Моделирование в рентгеновском диапазоне проходило в единицах эрг/см^{2}с.

Регрессионная прямая, построенная методом наименьших квадратов с весами для точек на отрезке $t \in [35, 61]$ дней, имеет параметры: $a_{\text{r}} = -0.0134 \pm 0.0001$ и $b_{\text{r}} = -6.511 \pm 0.005$. Однако, рассчитанное значение приведенного χ^2 очень велико, так как ошибки точек малы, а их разброс вокруг общего хода кривой блеска значителен. Для отбора моделей мы варьировали тангенсы угла наклона касательных к теоретическим кривым блеска в точке $t = 48$ дней в пределах $(0.98 \div 1.02)\, a_{\text{r}}$.

5.1.2 Рентгеновский спектр во всплеске

Из [52] следует, что после пика по мере уменьшения светимости происходило умягчение спектра GS 1124–683. Авторы [53, 54, 52, 55] аппроксимировали наблюденный рентгеновский спектр моделью, состоящей из двух компонент — спектра чернотельного многоцветного диска и более жесткой степенной компоненты. Из рисунка 15 в [52] видим, что в интересующем нас временном промежутке параметр $T_{\rm in}$ их спектральной аппроксимации примерно равен 0.7 кэВ. Эффективная температура в модели диска Шакуры–Сюняева на радиусе $R_{\rm max}$ примерно на 40% ниже $T_{\rm in}$ и согласуется со значениями, полученными в нашем моделировании.

Авторы [53] оценили, что поток 15 января (вблизи пика вспышки) состоял на 59% из излучения чернотельного диска и остальной вклад — степенной компоненты. Последующие 25–30 дней компонента со степенным спектром спадала быстрее, чем компонента от диска. Из наблюдений [55] *ROSAT* 25 января (10 день после пика) сделан вывод, что поток в диапазоне 0.3–20 кэВ полностью обусловлен дисковой компонентой. Авторы [54] аппроксимировали наблюденный рентгеновский спектр в диапазоне 1.2–37.2 кэВ. По результатам их спектральной аппроксимации и построенных на ее основе потоков от спектральных компонент мы сделали вывод, что на временном промежутке [35,61] дней после всплеска поток в диапазоне 1.2–37.2 кэВ определяется излучением диска и может быть нами использован для моделирования, поскольку вкладом “недисковых” спектральных составляющих, по-видимому, можно пренебречь.

Количество атомов водорода на см^2 до GS 1124–683 и избыток цвета Авторы [56] оценили $E(\mathrm{B-V}) \sim 0.29$ из наблюдений на *HST* по профилю межзвездного поглощения на 2200 Å. Аналогичным методом было найдено значение $E(\mathrm{B-V}) = 0.3 \pm 0.05$ в [57]. По измерению межзвездных линий Na D в [58] получили согласующееся значение $E(\mathrm{B-V}) = 0.30 \pm 0.10$. Используя формулу (14), получаем из величины избытка цвета $N_{\rm HI} \approx 1.4 \cdot 10^{21}$ атомов/см^2.

Авторы [55] получили $N_{\rm HI} \approx 2.2 \cdot 10^{21}$ атомов/см^2, моделируя совместные данные *ROSAT* в диапазоне 0.3–4.2 кэВ и *GINGA* в диапазоне 1.2–37.2 кэВ от 24–25 января. Они пользовались комбинацией спектра чернотельного многоцветного диска и степенного спектра. Для разных моделей многоцветного диска у них получались значения от $1.7 \cdot 10^{21}$ до $2.5 \cdot 10^{21}$ атомов/см^2.

5.1.3 Оптические кривые блеска

Нами использованы наблюдения из работ [59, 60]. На временном отрезке $t \in [12, 61]$ дней методом наименьших квадратов с весами мы построили линейные регресии для точек наблюдений в оптических полосах B и V в единицах логарифма потока. Получились следующие значения для параметров $a_{\rm r}$ и $b_{\rm r}$: (1) Полоса

B: $a_{\rm r} = -0.0057 \pm 0.0006$, $b_{\rm r} = -10.79 \pm 0.03$; (2) Полоса V: $a_{\rm r} = -0.0052 \pm 0.0006$, $b_{\rm r} = -10.98 \pm 0.03$. Приведенные χ^2 для этих регрессий равны соответственно 2.8 и 7.3 для B и V при числе степеней свободы 17. Отсюда следуют аналогичные выводы, как и в анализе оптических кривых блеска A 0620–00 (см. пункт 4.1.3). Опять же, мы предполагаем при моделировании, что квази-экспоненциальный спад описывает основной ход кривых блеска.

При отборе моделей мы использовали наблюдательное значение величины цвета диска при $t = 48$ дней B–V$= 0.27 \pm 0.07$ mag.

5.2 РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Сравнение теоретических и наблюдательных кривых проводилось на интервале [35,61] дней от пика вспышки. Сводку модельных параметров для GS 1124–683 приводим в Таблице 4.

Таблица 4: Входные параметры моделей GS 1124–683. Масса оптической компоненты $M_{\rm o} = 0.8\,M_\odot$ принята из обзора [4]; период двойной системы и функция масс оптической компоненты $3.01 \pm 0.15 M_\odot$ получены в [61]

Параметр	Испробованные значения
M	$5 - 25\,M_\odot$
$M_{\rm o}$	$0.8, 0.9\,M_\odot$
P	0.433 дня
$f(M_{\rm o})$	$3\,M_\odot$
α	$0.1 - 1$
$N_{\rm HI}$	$(1.4 \div 2.5)10^{21}$ атомов/см^2
μ	0.5
δt	$50 - 250$

На рис. 7 приведены результаты моделирования для параметров из Таблицы 4. Можно видеть небольшую зависимость результатов моделирования от количества атомов водорода до GS 1124–683 (из сравнения левых нижнего и верхнего рисунков). Полученные значения α в диске GS 1124–683 лежат в пределах 0.475–0.625 (для слегка варьирующихся $M_{\rm o}$ и $N_{\rm HI}$).

На рис. 7 показана зависимость расстояния до GS 1124–683 от массы черной дыры. Оценки расстояния до GS 1124–683 в литературе варьируются от 1 до 8 кпк. При оценке в 3 кпк [3] масса черной дыры в GS 1124–683 $\sim 8\,M_\odot$ из рис. 7. Пример смоделированных кривых блеска для некоторых параметров из найденной области значений представлен на рис. 7. В этой модели получены параметры: $i = 68^o$, $d = 2.6$ кпк, болометрическая светимость $L_{\rm bol}(t = 0) = 0.47\,L_{\rm Edd}$,

$T_{\max}(t = 48) = 0.44$ кэВ. В случае GS 1124–683 модель удовлетворительно описывает ход кривых блеска и в рентгеновском, и в оптических диапазонах.

6 ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлены результаты моделирования вспышек в двух рентгеновских новых, A 0620–00 и GS 1124–683, с использованием модели нестационарного α–диска в двойной системе, разработанной в работе [1].

В результате получены оценки параметра турбулентности α в этих системах: 0.2–0.4 для A 0620–00 и 0.45–0.65 для GS 1124–683. Получившиеся значения α близки друг к другу, что свидетельствует об одинаковой природе вязкости в аккреционных дисках вокруг компактных объектов, по крайней мере, в этих двух источниках. Величина параметра α ($\lesssim 1$) говорит о существенной турбулизованности газа в дисках. Также получены зависимости расстояния до рассмотренных систем от масс компактных объектов в них.

Таким образом, впервые удалось промоделировать экспоненциально спадающие кривые блеска рентгеновских новых в модели тонкого аккреционного диска с постоянным параметром α, а также оценить саму величину α.

Отметим, что оптические потоки в полосах B и V от рентгеновской новой GS 1124–683 объясняются излучением диска, формирующимся локально при выделении тепла из-за вязкости. В случае A 0620–00, вероятно, необходимо произвести также учет вклада в оптический поток переизлучения от диска, который, скорее всего, должен быть скрученным. Этот вопрос послужит темой будущего исследования.

Авторы сердечно благодарят В.Ф.Сулейманова за обсуждение результатов. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты 01–02–06268, 00–02–17164), гранта “Университеты России” (проект №5559), гранта научно–технической программы России “Астрономия” (проект 1.4.4.1). ГВЛ также благодарит программу “Молодые ученые России” (www.rsci.ru, 2001 г.).

Список литературы

1. Lipunova G.V., Shakura N.I. // Astron. and Astrophys. 2000. V. 356. P. 363.

2. Tanaka Y., Shibazaki N. // Ann. Rev. Astron. Astrophys. 1996. V. 34. P. 607.

3. Cherepashchuk A.M. // Space Science Rev. 2000. V. 93. P. 473.

4. Chen W., Shrader C.R., Livio M. // Astrophys. J. 1997. V. 491. P. 312.

5. Велихов Е.П. // Журнал эксперимент. теор. физики 1959. Т. 36. С. 1398.

6. Chandrasekhar S. // Hydrodynamic and hydromagnetic stability, 1961. International Series of Monographs on Physics, Oxford: Clarendon, P. 384.

7. Balbus S.A., Hawley J.F. // Astrophys. J. 1991. V. 376. P. 214.

8. Armitage P.J. // Astrophys. J. 1998. V. 501. P. L189.

9. Hawley J.F. // Astrophys. J. 2000. V. 528. P. 462.

10. Шакура Н.И. // Астрон. Журн. 1972. Т. 49. С. 921.

11. Cannizzo J.K., Shafer A.W., Wheeler J.C. // Astrophys. J. 1988. V. 333. P. 227.

12. Siemiginowska A., Czerny B. // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 1977. V. 239. P. 289.

13. Narayan R., Yi I., Mahadevan R. // Nature 1995. V. 374. P. 623.

14. Narayan R., McClintock J.E., Yi I. // Astrophys. J. 1996. V. 457. P. 821.

15. Filipov L.G. // Adv. Space Res. 1984. V. 3. P. 305.

16. Любарский Ю.Е., Шакура Н.И. // Письма в "Астрон. Журн." 1987. Т. 13. С. 917.

17. Ichikawa S., Osaki Y. // Publ. Astron. Soc. Japan 1994. V. 46. P. 621.

18. Shakura N.I., Sunyaev R.A. // Astron. and Astrophys. 1973. V. 24. P. 337.

19. Ketsaris N.A., Shakura N.I. // Astron. Astrophys. Trans. 1998. V. 15. P. 193.

20. Paczyński B., Wiita P.J. // Astron. and Astrophys. 1980. V. 88. P. 23.

21. Paczyński B. // Astrophys. J. 1977. V. 216. P. 822.

22. Morrison R., McCammon D. // Astrophys. J. 1983. V. 270. P. 119.

23. Zombeck M.V. // Handbook of Astronomy and Astrophysics, Cambridge, UK 1990. P. 100.

24. Bochkarev N.G., Karitskaya E.A., Shakura N.I., Zhekov S.A. // Astron. Astrophys. Trans. 1991. V. 1. P. 41.

25. Бочкарев Н.Г., Сюняев Р.А., Хрузина Т.С., Черепащук А.М., Шакура Н.И. // Астрон. Журн. 1988. Т. 65. С. 778.

26. Elvis M., Page C.G., Pounds K.A., Ricketts M.J., Turner M.J.L. // Nature 1975. V. 257. P. 656.

27. Doxsey R., Jernigan G., Hearn D., Bradt H., Buff J., Clark G.W., Delvaille J., Epstein A., Joss P.C., Matilsky T., Mayer W., McClintock J., Rappaport S., Richardson J., Schnopper H.) // Astrophys. J. 1976. V. 203. P. L9.

28. Курт В.Г., Москаленко Е.И., Титарчук Л.Г., Шеффер Е.К. // Письма в “Астрон. Журн.” 1976. Т. 2. С. 107.

29. Kaluzienski L.J., Holt S.S., Boldt E.A., Serlemitsos P.J. //Astrophys. J. 1977. V. 212. P. 203.

30. Tsunemi H., Kitamoto S., Okamura S., D. Roussel-Dupré // Astrophys. J. 1989. V. 337. P. L81.

31. Boley F., Wolfson R. // IAU Circ. 1975. №. 2819

32. Boley F., Wolfson R., Bradt H., Doxsey R., Jernigan G., Hiltner W.A. // Astrophys. J. 1976. V. 203. P. L13.

33. Kuulkers E. // New Astron. Rev. 1999. V. 42. P. 1.

34. Carpenter G.F., Eyles C.J., Skinner G.K., Willmore A.P., Wilson A.M. // MNRAS 1976. V. 176. P. 397.

35. Citterio O., Conti G., Di Benedetto P., Tanzi E.G., Perola G.C., White N.E., Charles P.A., Sanford P.W. // MNRAS 1976. V. 175. P. 35P.

36. Long K.S., Kestenbaum H.L. // Astrophys. J. 1978. V. 226. P. 271.

37. Wu C.-C., Panek R.J., Holm A.V., Schmitz M. // Publ. Astron. Soc. Pacific 1983. V. 95. P. 391.

38. Weaver H., Williams D.R.W. // Astron. Astrophys. Suppl. 1974. V. 8. P. 1.

39. Лютый В.М. // Письма в “Астрон. Журн.” 1976. Т. 2. С. 112.

40. Шугаров С.Ю. // Переменные звезды 1976. Т. 20. С. 251.

41. van den Bergh S. // Astron. J. V. 1976. V. 81. P. 104.

42. Duerbeck H.W., Walter K. // Astron. and Astrophys. 1976. V. 48. P. 141.

43. Robertson B.C.S., Warren P.R., Bywater R.A. // Information bulletin on variable stars 1976. № 1173 P. 1.

44. Lloyd C., Noble R., Penston M.V. // MNRAS 1977. V. 179. P. 675.

45. Lipunova G.V., Shakura N.I. // A strophys. Space Sci. Rev. 2001. V. 276. P. 231.

46. Oke J.B. // Astrophys. J. 1977. V. 217. P. 181.

47. Esin A.A., Kuulkers E., McClintock J.E.; Narayan R. //Astrophys. J. 2000. V. 532. P. 1069.

48. Lund N., Brandt S. // IAU Circ. 19991. №. 5161

49. Sunyaev R.A. // IAU Circ. 1991. № 5179

50. Makino F. et al. // IAU Circ. 1991. №. 5161.

51. West R.M., Della Valle M., Jarvis B. // IAU Circ. 1991. № 5165

52. Ebisawa K., Ogawa M., Aoki T., Dotani T., Takizawa M., Tanka Y., Yoshida K. // Publ. Astron. Soc. Japan 1994. V. 46. P. 375.

53. Kitamoto S., Tsunemi H., Miyamoto S., Hayashida K. // Astrophys. J. 1992. V. 394. P. 609.

54. Miyamoto S., Iga S., Kitamoto S., Kamado Y. // Astrophys. J. 1993. V. 403. P. L39.

55. Greiner J., Hasinger G., Molendi S., Ebisawa K. // Astron. and Astrophys. 1994. V. 285. P. 509.

56. Cheng F.H., Horne K., Panagia N., Shrader C.R., Gilmozzi R., Paresce F., Lund N. // Astrophys. J. 1992. V. 397. P. 664.

57. Shrader C.R., Gonsalez-Riestra R. // Astron. and Astrophys. 1993. V. 276. P. 373.

58. Della Valle M., Jarvis B.J., West R.M. // Nature 1991. V. 353. P. 50.

59. King N.L., Harrison T.E., McNamara B.J. // Astron. J. 1996. V. 111. P. 1675.

60. Della Valle M., Masetti N., Bianchini A. // Astron. and Astrophys. 1998. V. 329. P. 606.

61. Orocz J.A., Bailyn C.D. // Astrophys. J. 1996. V. 468. P. 380.

Time-dependent accretion disks in X-ray novae: modeling the bursts of Nova Monocerotis 1975 and Nova Muscae 1991. G.V.Lipunova, N.I.Shakura

Bursts of two X-ray novae (A 0620–00 and GS 1124–683) are described in the framework of a model of time-dependent accretion disk. The model is based on a new solution to the diffusion type equation of a non-stationary accretion disk [1]. The model describes evolution of a viscous α–disk in a binary system after the peak of a burst, when the gas in the disk is fully ionized. The accretion rate in the disk is decaying as a power law of time. Model formulae for the accretion rate and the effective temperature are presented. The model has three free input parameters: central object mass M, turbulence parameter α, and normalizing parameter δt, intrinsic to the model. A procedure of modeling and comparising with observed light curves uses data in an X-ray band and in B and V optical bands.

The modeling provides estimates of α: 0.2–0.4 for A 0620–00 and 0.45–0.65 for GS 1124–683. The values of α are close to each other, suggesting the same nature of viscosity in the accretion disks around compact objects of stellar masses. Also derived are relations between the distance to the sources and the mass of compact objects.

7 ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

Рис. 1: Аппроксимация прямой рентгеновской кривой блеска A 0620–00. Изображены регрессионная прямая для точек на отрезке $[20, 40]$ дней (сплошная линия) и границы отбора (две штриховых линии) теоретических кривых. Наблюдательные данные из [29].

Рис. 2: Значения α и цвет диска, полученные в результате моделирования для A 0620–00 в полосах 3–6 кэВ, B и V. Показаны результаты для значений из Таблицы 3. Сверху вниз меняется масса оптической компоненты: 0.3, 0.5 и $0.7\,M_{\odot}$. Зачерненные кружки удовлетворяют условию на цвет диска B–V$= 0.24 \pm 0.03$ при $t = 30$ дней.

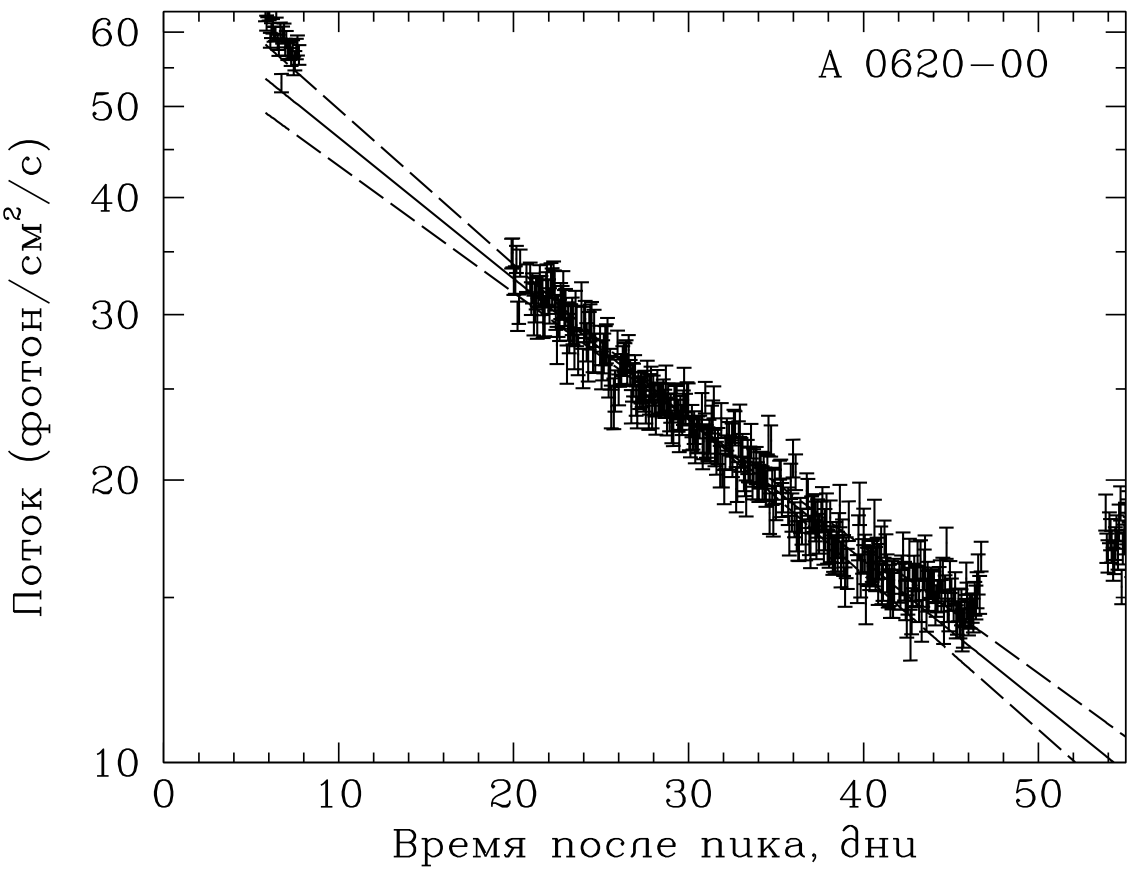
Рис. 3: Зависимость расстояние–масса черной дыры A 0620–00, построенная в результате моделирования для параметров из Таблицы 3. По вертикальной оси отложено расстояние до A 0620–00 в килопарсеках, по горизонтальной — масса черной дыры в массах Солнца.

Рис. 4: Пример моделирования кривых блеска A 0620–00 в полосах 3–6 кэВ, B и V. По вертикальной оси отложен наблюдаемый поток в единицах эрг/см^{2}с для кривых в B (сплошная линия) и V (штрих) и в единицах фотон/см^2/с — для 3–6 кэВ. Параметры модели: $M = 7M_{\odot}$, $M_{\rm o} = 0.5M_{\odot}$, $\alpha = 0.3$, $\delta t = 168$ дней, $N_{\rm HI} = 3 \cdot 10^{21}$ атомов/см^2.

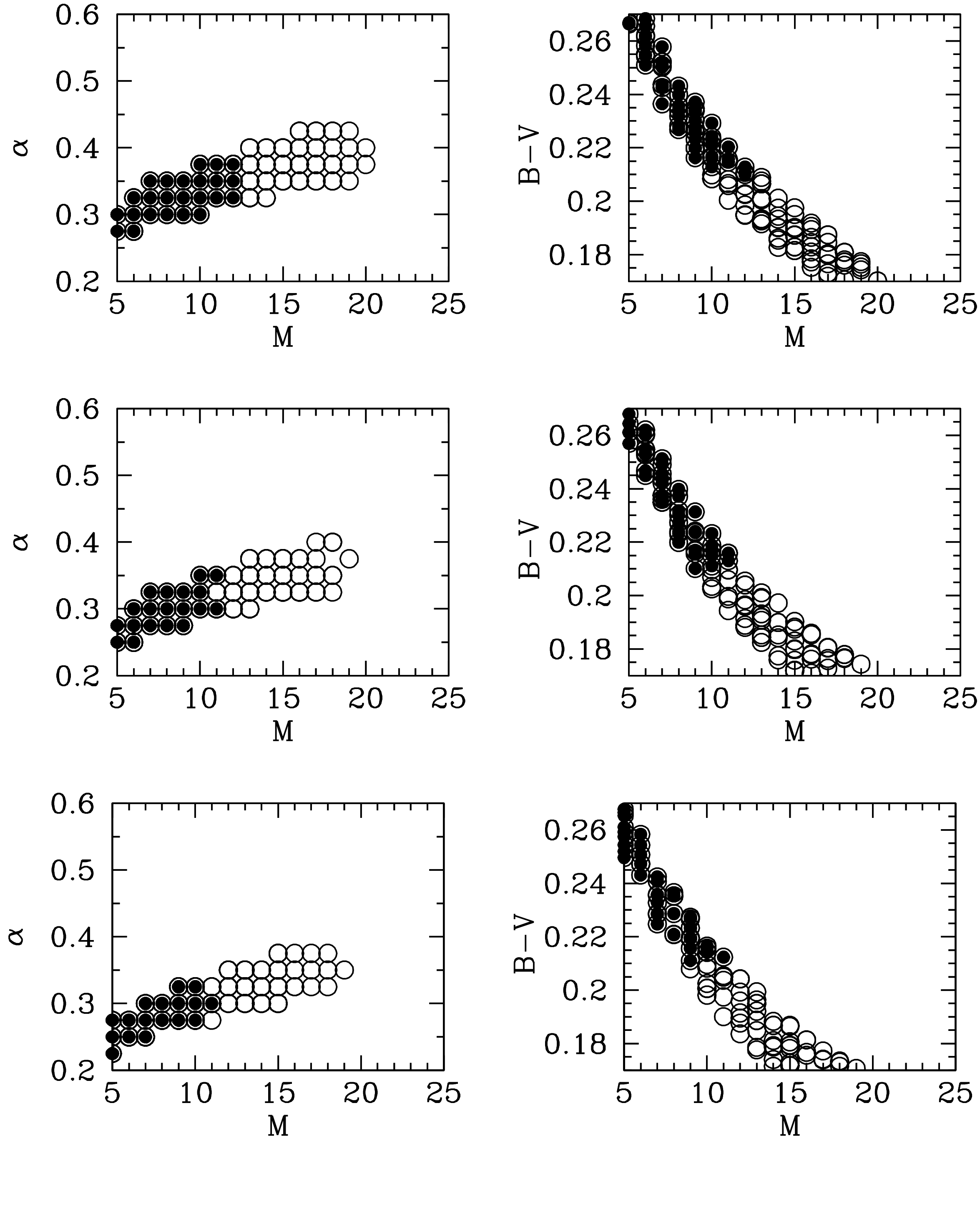
Рис. 5: Значения α и цвет диска, полученные в результате моделирования для GS 1124–683 в полосах 1.2–37.2 кэВ, B и V. Показаны результаты для значений из Таблицы 4. Сверху вниз меняются значения массы оптической компоненты и количества атомов водорода до GS 1124–683: $M_{\rm o} = 0.8\,M_{\odot}$, $N_{\rm HI} = 1.4 \cdot 10^{21}$ атомов/см^2 — верхние два графика, $M_{\rm o} = 0.9\,M_{\odot}$, $N_{\rm HI} = 1.4 \cdot 10^{21}$ атомов/см^2 — средние два и $M_{\rm o} = 0.8\,M_{\odot}$, $N_{\rm HI} = 2.5 \cdot 10^{21}$ атомов/см^2 — нижние два. Зачерненные кружки удовлетворяют условию на цвет диска B–V$= 0.27 \pm 0.07$ mag при $t = 48$ дней.

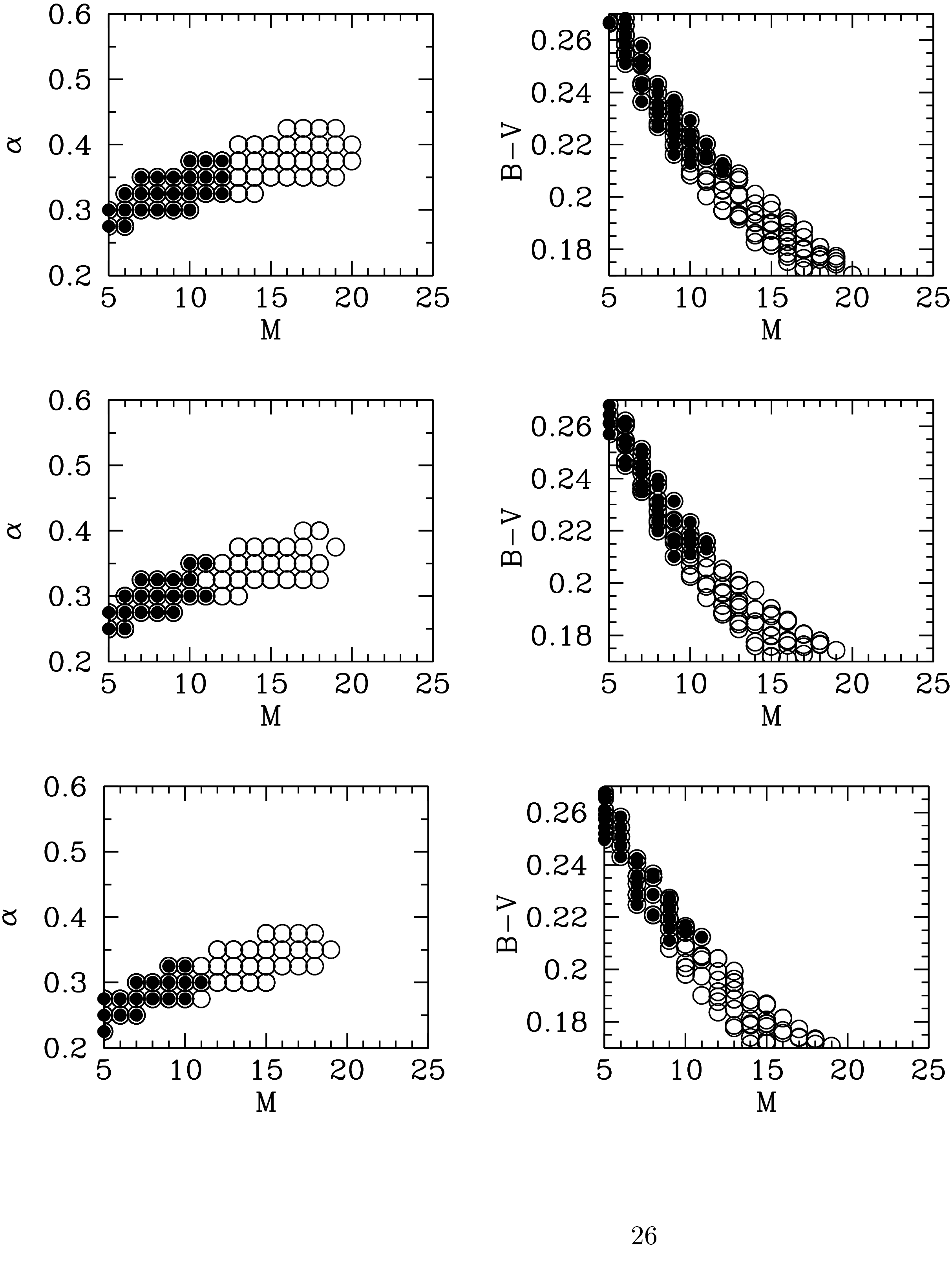
Рис. 6: Зависимость расстояние–масса черной дыры GS 1124–683, построенная в результате моделирования для параметров из Таблицы 4. По вертикальной оси отложено расстояние до GS 1124–683 в килопарсеках, по горизонтальной — масса черной дыры в массах Солнца.

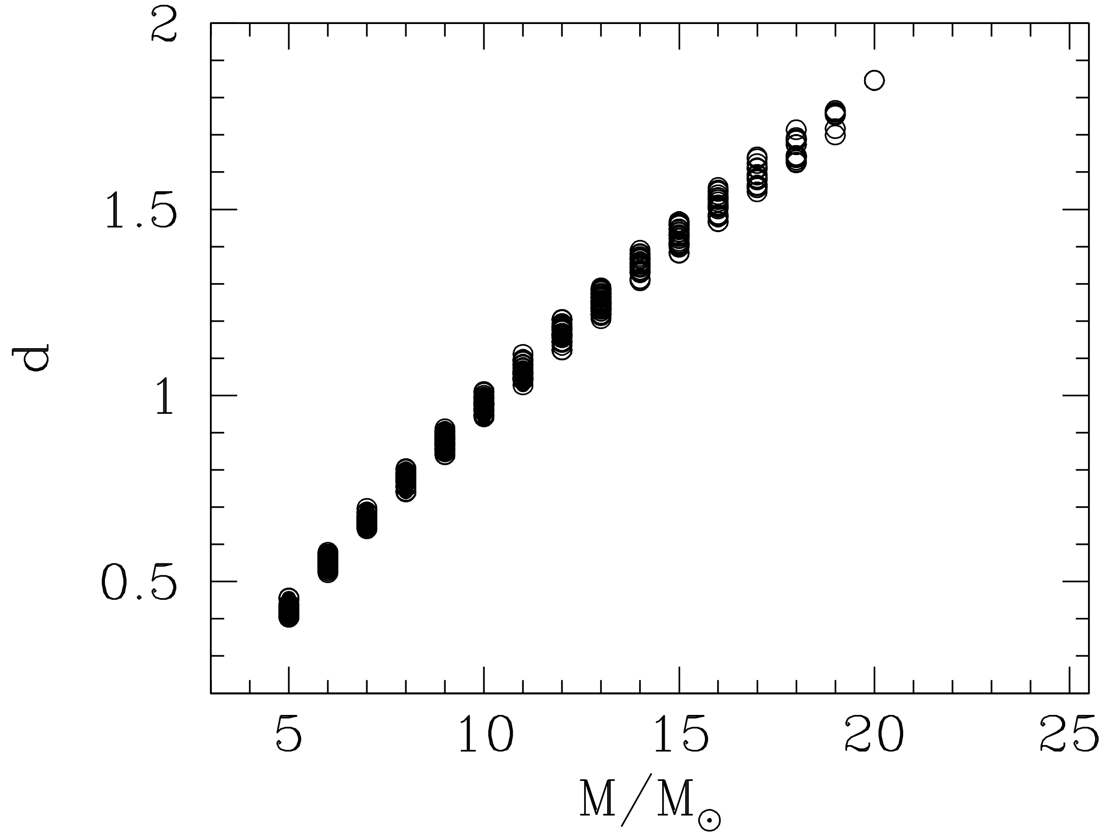
Рис. 7: Пример моделирования для GS 1124–683 в полосах 1.2–37.2 кэВ, B (сплошная линия) и V (штрих). Параметры модели: $M = 7M_{\odot}$, $M_{\rm o} = 0.8M_{\odot}$, $\alpha = 0.55$, $\delta t = 103$ дня, $N_{\rm HI} = 1.4 \cdot 10^{21}$ атомов/см^2.

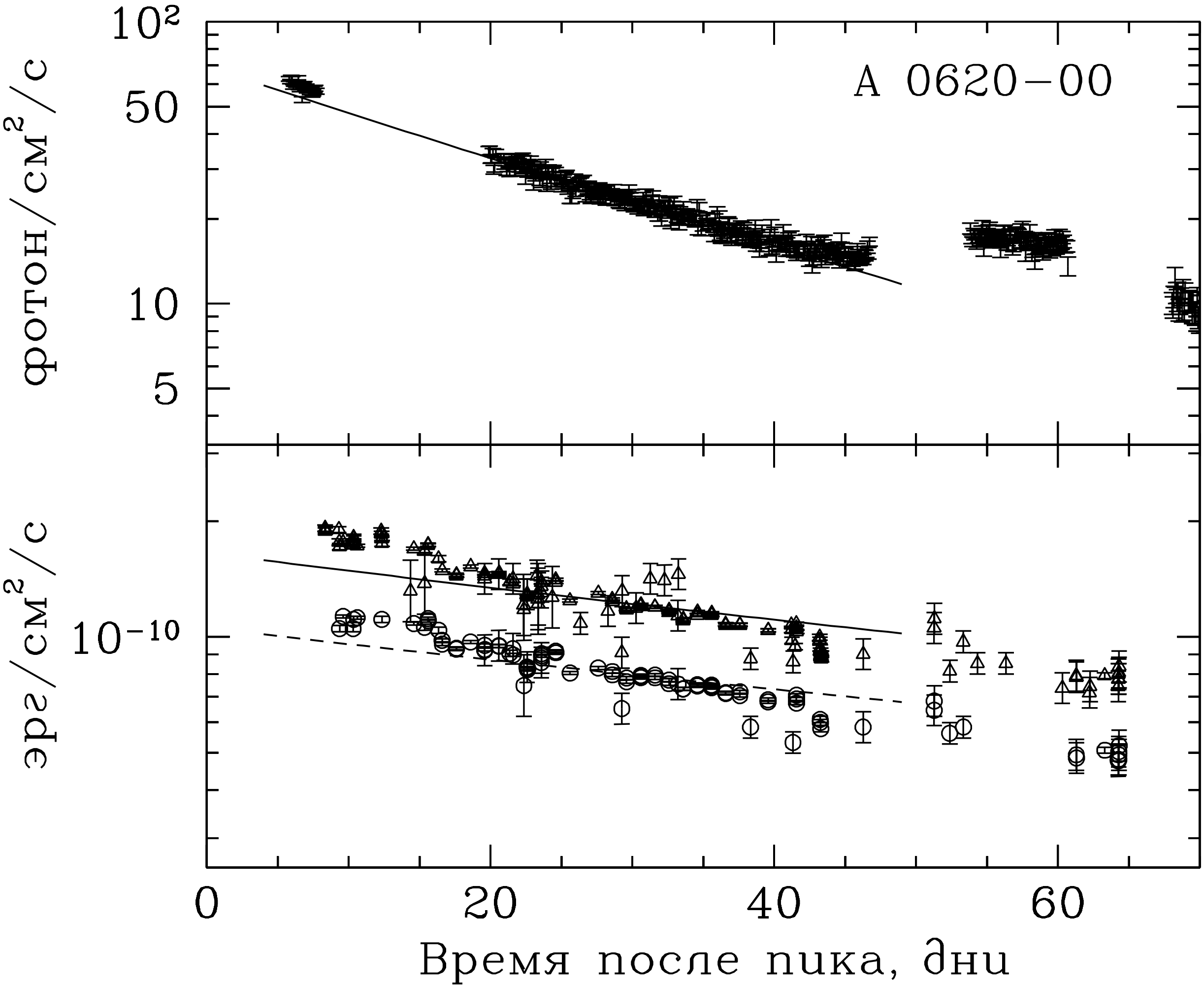


A 0620−00
Поток (фотон/см^2/с)
Время после пика, дни
60
50
40
30
20
10
0
10
20
30
40
50

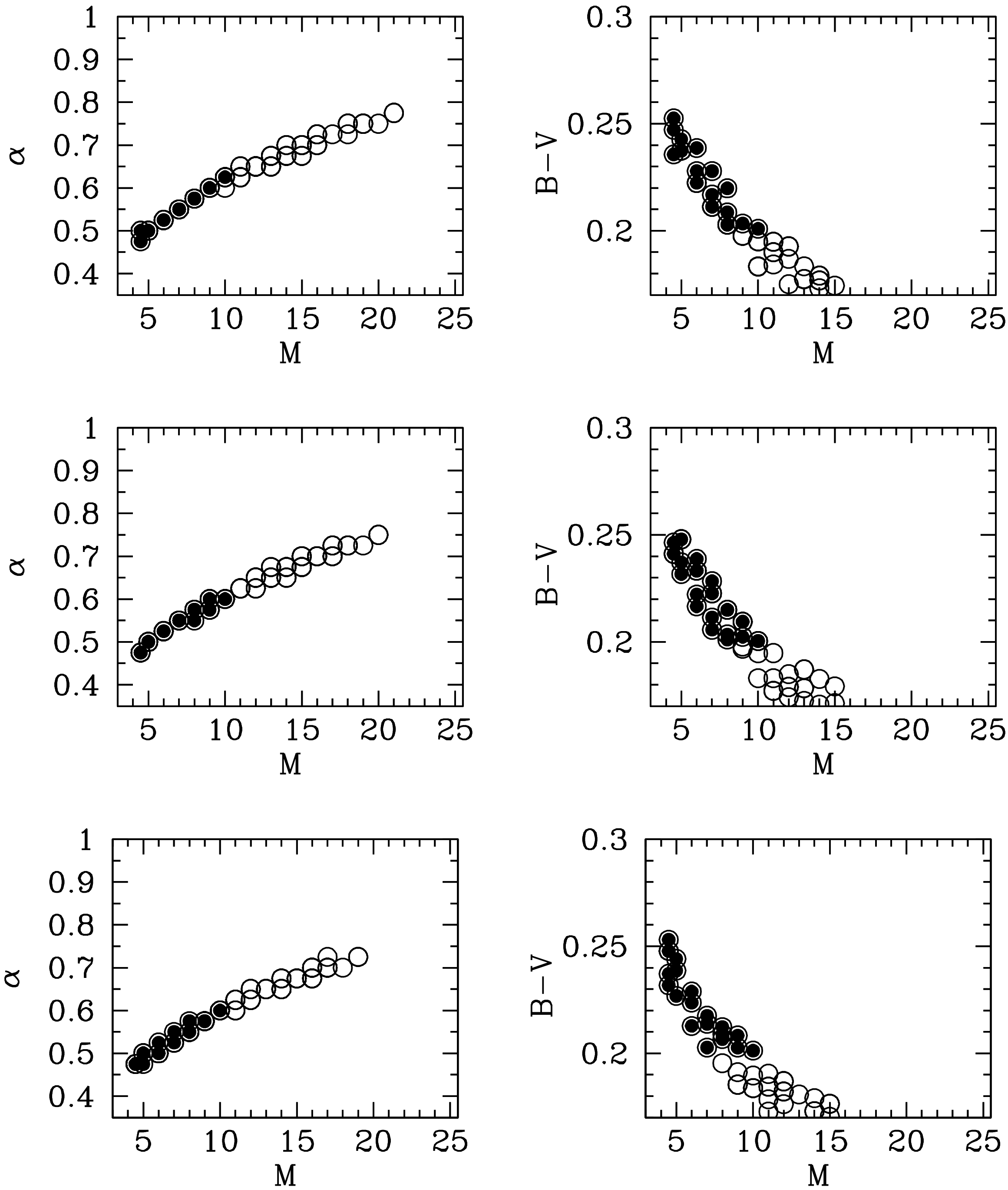

α
M
B−V
M
α
M
B−V
M
α
M
B−V
M

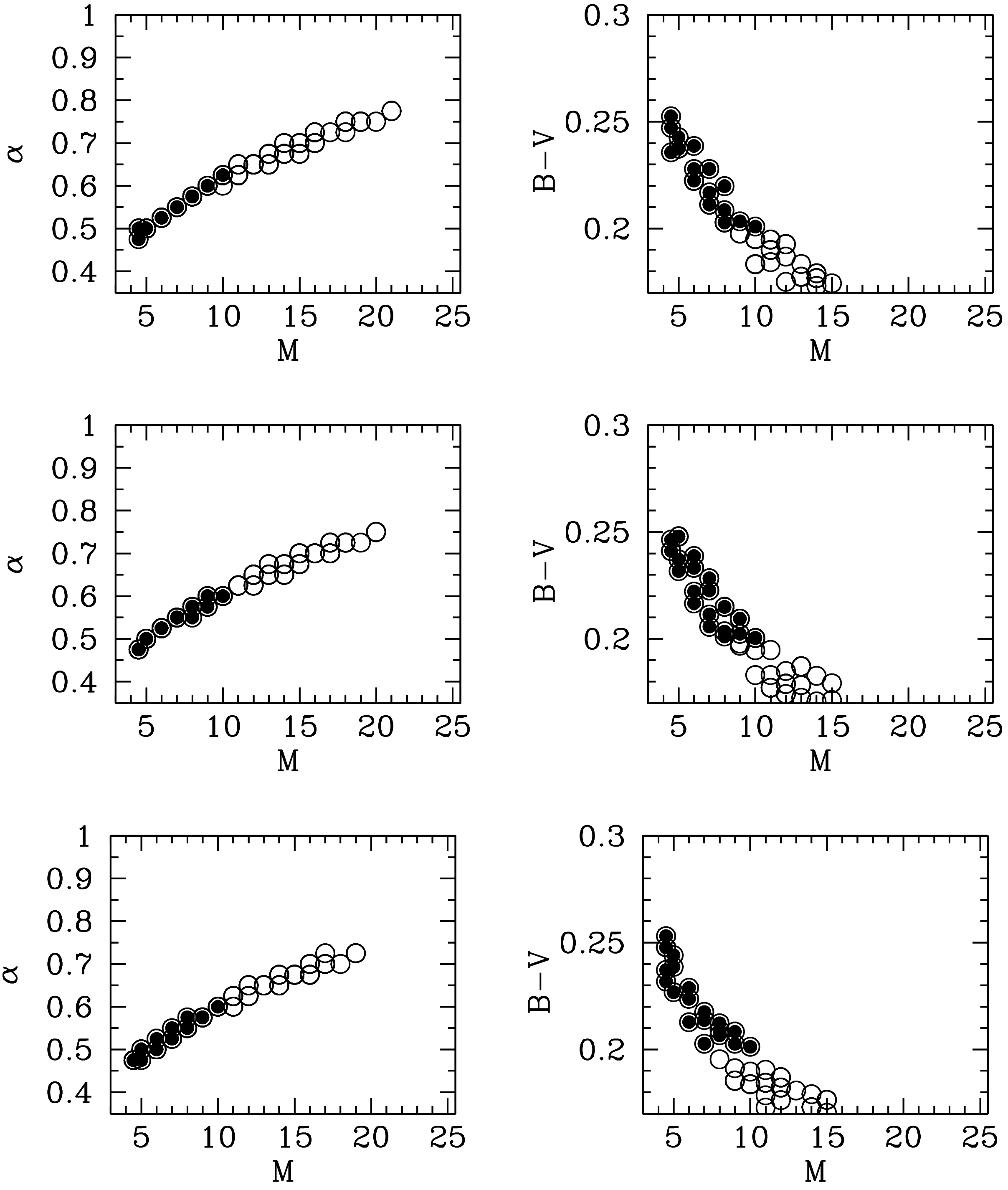

α
B−V
M

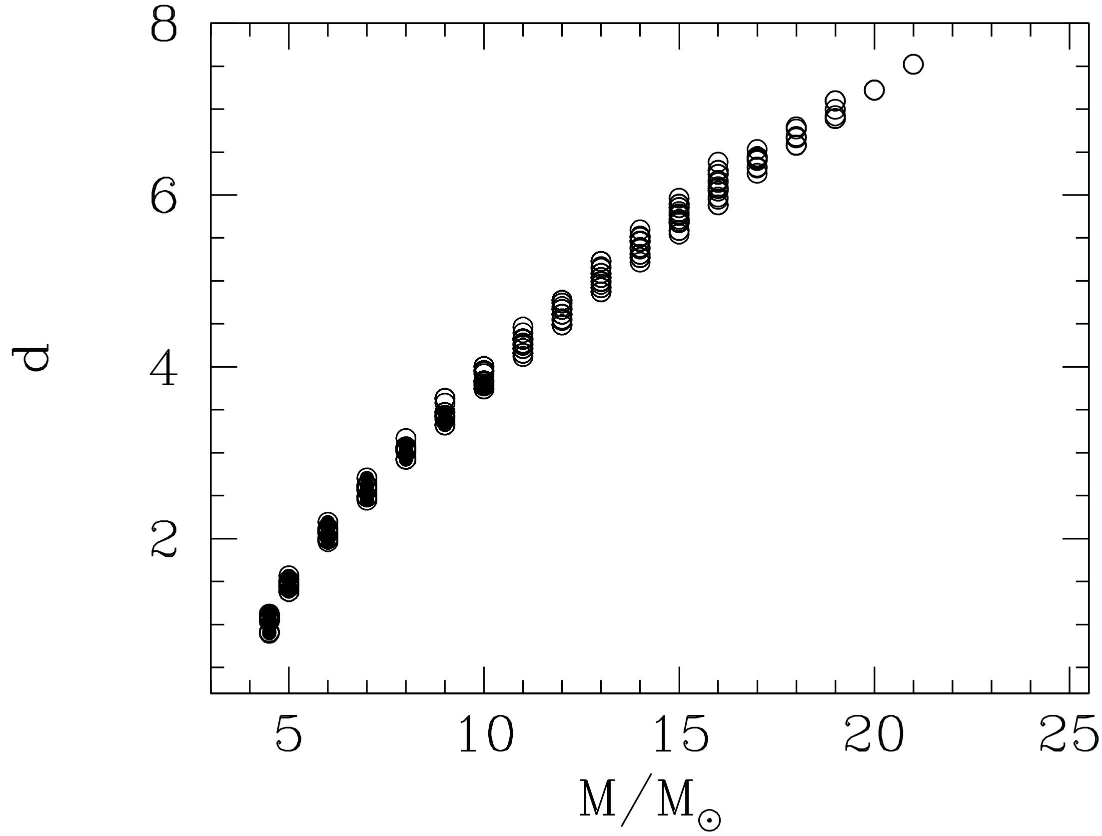

2
1.5
1
0.5
d
5
10
15
20
25
M/M$_\odot$

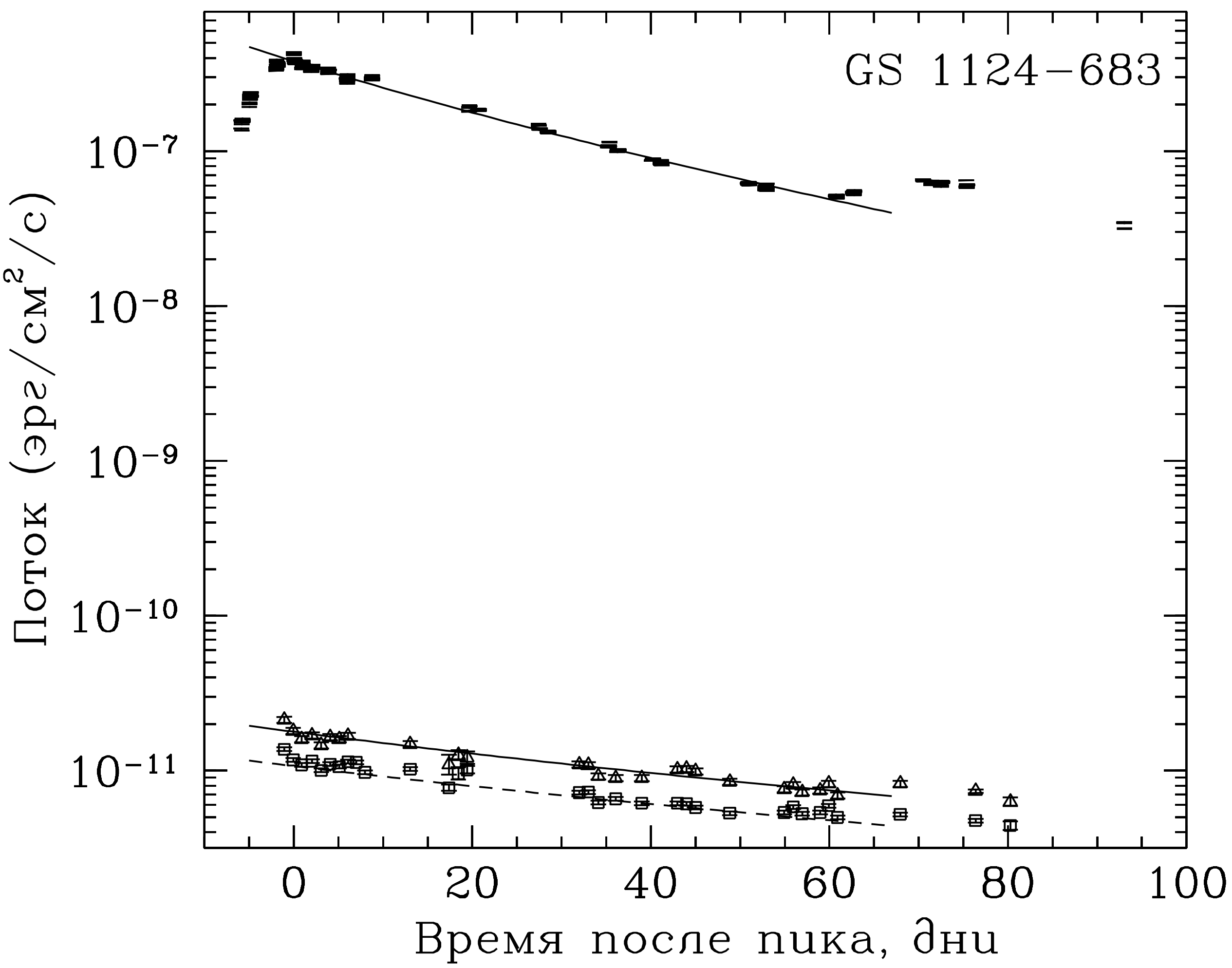


10²
50
10
5
фотон/см²/с
A 0620−00
10⁻¹⁰
эрг/см²/с
0
20
40
60
Время после пика, дни


α
B−V
M
1
0.9
0.8
0.7
0.6
0.5
0.4
0.3
0.25
0.2
5
10
15
20
25


α
M
B−V
M
α
M
B−V
M
α
M
B−V
M


8
6
4
2
d
5
10
15
20
25
M/M$_\odot$


GS 1124−683
Поток (эрг/см²/с)
10^{-7}
10^{-8}
10^{-9}
10^{-10}
10^{-11}
0
20
40
60
80
100
Время после пика, дни